

Lezione 8. Detonazione

Antonio Cavaliere. DICMaPI Università degli Studi di Napoli, Federico II

Introduzione

Si definisce detonazione un processo di combustione con propagazione in cui i gas subiscono una compressione passando dalla condizione di reagenti a quella di prodotti.

Nel caso di detonazione stazionaria ed in virtù dei vincoli imposti dalla conservazione della massa, della quantità di moto e dell'entalpia totale i gas subiscono anche un addensamento ed una decelerazione.

La detonazione viene definita forte o debole a seconda che la pressione sia maggiore o minore di quella detta di "Chapman-Jouguet (C-J)". Quest'ultima è definita come la soluzione che si ottiene nel caso in cui la retta di Rayleigh sia tangente alla curva di Rankine-Hugoniot e prende il nome dagli autori (Chapman D.L., 1899; Jouguet E., 1906) dell'ipotesi che postulava che lo stato stazionario detonativo venisse raggiunto solo in queste condizioni

Esiste una vasta casistica che dimostra il realismo di tale ipotesi (Penner S.S., 1959). Infatti non sono praticamente mai state osservate detonazioni forti stazionarie e solo in pochi casi, non reattivi (onde di condensazione), sono state osservate delle detonazioni deboli stazionarie.

Esiste anche un supporto teorico a questa casistica sperimentale. Infatti si dimostra che l'entropia, calcolata lungo la curva di Rankine-Hugoniot, attinge un massimo nelle condizioni di C-J per cui queste condizioni vengono considerate uno stato di equilibrio stabile (Duffey G.H., 1955). Inoltre alcuni autori (Brinkley S.R. e Kirkwood J.G., 1949) hanno dimostrato la stabilità dell'onda detonativa stazionaria nelle condizioni di C-J ipotizzando una semplice struttura detonativa unidimensionale.

La descrizione degli stati iniziali e finali di un'onda di detonazione è da considerarsi un classico della letteratura scientifica riguardante le onde d'urto con o senza trasformazioni fisico-chimiche. Pertanto le trattazioni qui riportate sono un punto di riferimento comune a tutte le introduzioni all'argomento. Va segnalato che questa introduzione, pur integrata dall'analisi delle strutture detonative, presentate nella seconda parte di questo capitolo, non è sufficiente a descrivere il fenomeno nella sua complessità legata alla multi-dimensionalità ed al carattere instazionario dell'innesco della detonazione. Per una trattazione esauriente di quest'ultimi argomenti si segnalano tra i testi consigliati in appendice le rassegne di Wagner H. Gg. (1961), di Lee J. et al. (1980) e Lee J. (2008)

Condizione asintotica di Chapman-Jouguet

Relazioni tra condizioni ingresso-uscita

Le relazioni di Rankine-Hugoniot e di Rayleigh ammettono una singola soluzione nelle condizioni di Chapman-Jouguet (C-J), cioè laddove le due curve sono tangenti l'una all'altra.

La generica tangente alla curva di Rankine Hugoniot è data dalla derivata della pressione (p_2) rispetto al volume specifico ($1/\rho_2$). Questa può essere ottenuta, a sua volta, derivando, rispetto a $1/\rho_2$ ambo i membri della Rankine Hugoniot riportata in forma implicita nell'eq 3.10. Si ricava pertanto

ISBN 97888888104218

Copyright ©, Gennaio 2017, ASICI - Associazione Sezione Italiana del Combustion Institute

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{\rho_2} \frac{dp_2}{d(1/\rho_2)} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 = \frac{1}{2} \frac{dp_2}{d(1/\rho_2)} \left(\frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_1} \right) + \frac{p_2 - p_1}{2} \quad (3.14)$$

Nelle condizioni di C-J la $\frac{dp_2}{d(1/\rho_2)}$ dell'equazione precedente è uguale al coefficiente angolare della retta di Rayleigh che è uguale a sua volta a $-\dot{M}^2$. Inoltre la differenza delle pressioni ($p_2 - p_1$) può essere ricavata anch'essa dalla relazione di Rayleigh (eq.3.5) e posta uguale a $-\dot{M}^2 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right)$. Operando le sostituzioni, suggerite da queste due osservazioni si ottiene

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{\rho_2} (-\dot{M}^2) + \frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 = \frac{1}{2} (-\dot{M}^2) \left(\frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_1} \right) + \frac{1}{2} (-\dot{M}^2) \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (3.15)$$

Mettendo in evidenza $-\dot{M}^2$ e, tenendo in conto che le grandezze sottolineate si sommano per dare due volte la grandezza stessa, mentre le grandezze soprastegnate si annullano, si ottiene

$$-\dot{M}^2 \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_2} \right) = -\frac{\gamma}{\gamma-1} p_2 \quad (3.16)$$

Infine ricordando che per definizione $-\dot{M}^2$ è uguale $-\rho_2^2 u_2^2$ si ottiene

$$u_2^2 = \gamma \frac{p_2}{\rho_2} = \gamma R T_2 \quad (3.17)$$

la seconda uguaglianza è, ovviamente, valida sotto l'ipotesi di gas ideale. L'ultimo membro delle uguaglianze è uguale al quadrato della velocità del suono " α_2^2 ", per cui rimane dimostrato che la velocità di uscita dei gas combusti nelle condizioni di C-J è uguale alla velocità del suono dei gas combusti. In termini simbolici si può scrivere

$$u_2|_{CJ} = \alpha_2|_{CJ} \quad (3.18)$$

Questa relazione è di estrema importanza, perché permette di fare una prima valutazione quantitativa. Per esempio riscrivendo l'equazione di Rayleigh

$$p_2 - p_1 = -\dot{M}^2 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (3.19)$$

tenendo conto che $-\dot{M}^2$ è uguale a $-\gamma p_2 p_2$ si ottiene che

$$p_2 \left(1 - \frac{p_1}{p_2} \right) = (-\gamma p_2 p_2) \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (3.20)$$

da cui eliminando la pressione p_2 e ricavando il rapporto delle densità si ottiene:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma} - \frac{1}{\gamma} \frac{p_1}{p_2} \quad (3.21)$$

Valutazione semiquantitative delle grandezze termofluidodinamiche di uscita

Per una detonazione, il rapporto delle pressioni che appare nell'eq. 3.21 è compreso tra 0 ed 1 per cui il rapporto delle densità sarà compreso tra

$$\frac{\gamma + 1}{\gamma} \geq \frac{\rho_2}{\rho_1} \geq 1 \quad (3.22)$$

un valore di γ , che sovrastimi la quantità del primo membro dell'eq. 3.21, può essere preso, con buona approssimazione per una miscela di gas detonanti, uguali all'incirca ad 1. Pertanto il rapporto delle densità sarà al massimo 2.

Per ottenere una stima del rapporto di compressione bisogna avere anche una stima del rapporto delle temperature. Infatti per una miscela di gas ideali questo rapporto è uguale al prodotto dei rapporti di densità e delle temperature

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{T_2}{T_1} \quad (3.23)$$

Una stima delle temperature dei gas combusti, può essere fatta considerando la reazione che porta a completa ossidazione la miscela comburente. Ad esempio per un combustibile fossile, in rapporto stechiometrico con aria, nel caso in cui i prodotti di reazione siano tutti CO_2 e H_2O il calore rilasciato sarà pari al potere calorifico "teorico" del combustibile. In queste condizioni, e per gran parte dei combustibili a base paraffinica, la temperatura adiabatica di fiamma di una miscela con l'aria sarà all'incirca di 2500 K. Come vedremo, analizzando la struttura di un'onda detonativa, questo valore è leggermente sottostimato perché, a valle dell'onda, i gas hanno subito una compressione. Tuttavia ciò sarà sufficiente per valutare che il rapporto di compressione è, nelle condizioni suddette, all'incirca uguale a 20. Infatti, dall'eq. 3.23 si ricava tale stima, considerando un rapporto di densità all'incirca pari a due ed un rapporto di temperature dell'ordine della decina. Nel caso in cui il rapporto delle densità sia il più piccolo ammissibile, cioè 1, il rapporto di compressione sarà comunque dell'ordine della decina. Ciò induce a concludere che il termine p_1/p_2 sia comunque trascurabile nella 3.21, per cui il rapporto delle densità sarà dato da $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/\gamma$.

Infine è possibile ottenere una stima approssimativa delle velocità d'ingresso e di uscita. Infatti, per un rapporto di temperature dell'ordine della decina e ricordando che la velocità del suono è proporzionale alla radice della temperatura del mezzo si ottiene che la velocità del suono dei gas combusti è circa $\sqrt{10} = 3.3$ volte quella del mezzo in condizioni di temperatura ambiente (circa 300 ms^{-1}). Pertanto dalla 3.18 si ottiene che

$$u_2|_{\text{CJ}} = \alpha_2|_{\text{CJ}} = O(1000 \text{ ms}^{-1}) \quad (3.24)$$

e dall'equazione di continuità si ha che

$$u_1|_{CJ} = \frac{\rho_2}{\rho_1} u_2|_{CJ} = 2 * O(1000ms^{-1}) = O(2000ms^{-1}) \quad (3.25)$$

Quest'ultima velocità viene detta velocità di detonazione di Chapman-Jouguet.

In estrema sintesi, la stima dell'importanza relativa tra le grandezze a valle e a monte del processo di combustione può essere così riassunto. I rapporti di densità, temperatura, pressione e velocità attraverso una detonazione nelle condizioni dell'esempio riportato sono all'incirca 2, 10, 20, 0.5.

Per quanto riguarda la velocità di detonazione è interessante comparare la stima approssimata prima calcolata con le velocità di detonazione reperibili in letteratura per il sistema idrogeno/ossigeno (Berets D.G. et al,1950) e per un sistema idrogeno/monossido di carbonio/ossigeno (Libouton I.C., 1976), così come riportati da Bruls et al. (1994).

Nella tabella seguente vengono elencate le velocità di detonazione di Chapman-Jouguet (D_{CJ}), valutate con un modello, che verrà menzionato in seguito, e lo scarto percentuale di queste valutazioni rispetto ai dati sperimentali. La parte superiore della tabella si riferisce ad un sistema idrogeno-ossigeno per differenti rapporti di alimentazione ed in condizioni di temperatura e pressione standard. Questi dati vengono riportati per mettere in evidenza che la massima velocità di detonazione non si ha in corrispondenza di un rapporto di alimentazione pari allo stechiometrico dell'ossidazione completa (66%), bensì in corrispondenza di un rapporto molto più ricco in idrogeno. Ciò significa che, in qualche modo, la cinetica del processo ed il tipo di reazioni, che si possono svolgere in prefissati tempi cinetici, vincola l'evoluzione della detonazione.

Nella seconda parte della tabella vengono riportati dati relativi ad una miscela di idrogeno, monossido di carbonio, ossigeno ed argon, a fissata composizione e temperatura con pressione variabile da 1 a 3 atmosfere. In questo caso la velocità è indipendente dalla pressione il che significa che la cinetica entra nel controllo della detonazione in modo complesso non legato alla concentrazione volumetrica, che è, per l'appunto, proporzionale alla pressione totale della miscela. In questo secondo caso la velocità è più bassa rispetto al sistema idrogeno-ossigeno, coerentemente col fatto, notato anche nei sistemi esplosivi, che il monossido ha una minore tendenza all'ossidazione rispetto all'idrogeno.

	H2	D-CJ	D-CJ
	%	m/s	%
H₂/O₂	66	2818	1.6
100 kPa	80	3408	2
298 K	85	3638	5
	87	3720	6
	88	3755	7

	p	D-CJ	D-CJ
	kPa	m/s	%
H₂/CO/O₂/Ar	33.3	1629	3.7
3.3/30/16.7/50	26.7	1623	3.5

298 K	20.1	1615	5.4
	13.3	1603	7.3

E', infine, interessante notare che la stima della velocità di detonazione prima valutata è intermedia tra le velocità di detonazione dei due sistemi.

Innesco della detonazione

Onda d'urto/detonazione

Per comprendere l'evoluzione di una detonazione stazionaria è necessario analizzare i meccanismi di formazione delle onde di detonazione. Pertanto, sebbene questi non siano del tutto compresi è possibile delineare una descrizione qualitativa della formazione della detonazione.

Il meccanismo più semplice è quello che prevede l'innescò a partire da un'onda d'urto forte. In questo caso la compressione comporta anche un innalzamento della temperatura, che se è sufficientemente alto può generare l'autoignizione della miscela. Inoltre se la cinetica dell'ossidazione in questa zona è, a sua volta, sufficientemente veloce, ne risulta che l'espansione dei gas può creare un treno di onde di compressione che alimenta la prima onda d'urto.

Al contrario se la cinetica di autoignizione comporta un tempo di ossidazione molto lungo, il rilascio di calore è disaccoppiato dall'onda d'urto e non alimenta la sua trasformazione in onda detonativa. In questo caso possono comunque verificarsi situazioni che portano ad incendi o fumigazioni.

Va sottolineato che in questo processo è più rilevante il tempo di ossidazione (o di esplosione che dir si voglia) e non il tempo di induzione. Infatti, anche se il rilascio di calore è relativamente lontano dal fronte dell'onda d'urto, esso può essere così veloce da generare onde che riescono ad accoppiarsi alla prima a causa delle diverse velocità di avanzamento o dei diversi percorsi delle onde stesse (per esempio dovuti a riflessioni multiple).

Questo schema interpretativo fa comprendere come sia importante l'accoppiamento tra i tempi cinetico-chimici e quelli caratteristici dell'onda d'urto. Inoltre risulta plausibile il perché nella detonazione del sistema idrogeno-ossigeno non siano sempre rilevanti tutte le reazioni di ossidazione, ma solo quella parte che permetta di avere il giusto rilascio di calore nei tempi giusti. Infine sempre in questo schema risulta comprensibile il comportamento relativo all'ottenimento della massima velocità di detonazione in corrispondenza di una miscela diversa da quella stechiometrica, così come riportato nella tabella riportata nel paragrafo precedente.

Esplosione/detonazione

Una variante del modello appena descritto prevede la generazione di un'onda di compressione a partire da un'esplosione localizzata in un punto caldo. L'espansione associata all'esplosione induce una compressione nella zona esterna ad essa. Può accadere che l'esplosione sia così violenta che l'onda d'urto generata sia, a sua volta, così intensa da portare la miscela in condizioni di autoignizione. Questo processo è ovviamente agevolato da condizioni di "incipiente" autoignizione, nel senso che la miscela risulti già a una tale temperatura che necessiti solo di un riscaldamento minimo per portarsi in condizioni di auto-ignizione. L'esplosione può essere generata, a sua volta, da un punto caldo su una parete o da una piccola quantità di materia a temperatura più alta. Infine, se l'ambiente su cui si estende la miscela è confinato, può accadere

che le onde d'urto generate dalla prima esplosione-detonazione possano riflettersi o fondersi in modo tale da creare le condizioni per una seconda esplosione-detonazione, che prende il nome di ridetonazione. Un esempio di questo tipo di detonazione è il cosiddetto "knocking" all'interno dei motori ad accensione comandata. Infatti, in questo caso, siamo proprio nelle condizioni in cui la miscela è riscaldata fino alla massima temperatura (per avere il massimo rendimento termodinamico possibile), per cui non si abbia auto-ignizione. E' chiaro, però, che il surplus di riscaldamento di cui necessita la miscela per auto-ignirsi è molto più piccolo che nel caso di una miscela a temperatura ambiente. In questo caso l'innesco può essere dovuto ad una zona della parete del cilindro che sia mal raffreddata o che abbia accumulato un residuo carbonioso ad alta temperatura dai cicli precedenti. La parete del cilindro aiuta inoltre a focalizzare le onde di compressione generate dalla esplosione primaria.

SWACER

Un altro meccanismo di innesco spiegabile sulla base dei soli processi di esplosione ed autoignizione è il meccanismo definito da Lee et al (1980) con l'acronimo inglese "SWACER" (Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release). Questo consiste in una sequenza di autoignizioni che si succedono con opportuni ritardi che, a loro volta, permettono di amplificare deboli onde di compressione sia che queste siano generate dalle stesse autoignizioni sia che si realizzino indipendentemente da esse. La sequenza è resa possibile dal fatto che si crea una stratificazione di carica, di temperatura o di concentrazione di radicali di innesco. Nel primo caso si realizza un gradiente spaziale di rapporti combustibile/comburente, a cui, come è noto, sono associati diversi ritardi di autoignizione.

Se il rapporto combustibile/comburente, Φ , è, per esempio distribuito lungo una coordinata spaziale, x , così come riportato nella parte sinistra della fig.3.5 e che il ritardo all'ignizione, τ , sia una funzione complessa del rapporto Φ , così come riportato nella parte destra della stessa figura. L'autoignizione avrà luogo in un intervallo di x , in una successione tale che il fenomeno appaia come una propagazione di fiamma apparente, $v_{F_{apparente}}$, che potrà esprimersi secondo la seguente formula

$$v_{F_{apparente}} = \frac{d\tau}{dx} = \frac{d\tau}{d\Phi} \frac{d\Phi}{dx} \quad (3.26)$$

in cui il prodotto del gradiente spaziale, $\frac{d\Phi}{dx}$, con il reciproco del gradiente temporale $\frac{d\tau}{d\Phi}$, risulta pari al gradiente spaziale del ritardo all'ignizione.

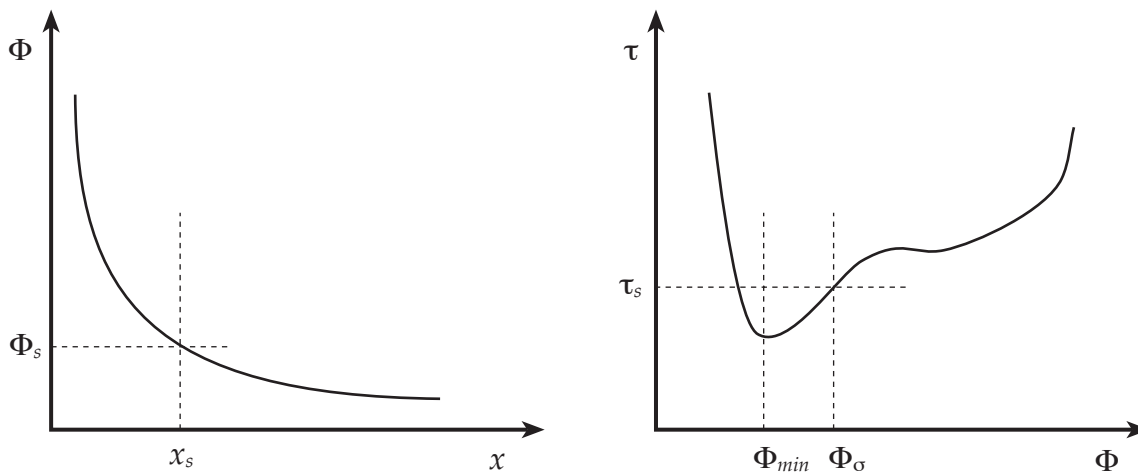


Fig. 3.5
Esempi di distribuzione spaziale del rapporto combustibile/comburente, Φ ,
e del ritardo all'ignizione, τ , in funzione del rapporto Φ .

Fig.3.5
Esempi di distribuzione spaziale del rapporto
combustibile/comburente, Φ ,
e del ritardo all'ignizione, τ , in funzione del rapporto Φ .

La sequenza di autoignizioni può essere causata anche da gradienti di temperatura o di concentrazione di qualche specie di innesco della combustione. Infatti tutte queste grandezze influenzano il ritardo all'ignizione e la loro distribuzione spaziale detta i tempi per le autoignizioni successive. Esempi di questi ulteriori fattori possono essere riferiti ai riscaldamenti di parete o al rilascio di radicali e specie attivate in una scarica elettrica. Solo opportune sequenze in tempi ben precisi possono generare accoppiamenti sinergici per la realizzazione della detonazione. Tuttavia la grande varietà dei fattori che possono influenzare lo SWACER rende, comunque, probabile la sua realizzazione.

Altri meccanismi

Molti altri meccanismi sono stati ipotizzati per l'innesco di onde reattive di detonazione. Tra questi sono da segnalare i meccanismi accoppiati alle strutture deflagrative veloci. La rassegna bibliografica di Lee J.H.S. et al (1980) tratta approfonditamente l'argomento. Il meccanismo di induzione è, in questo caso, sempre accoppiato alle onde deflagrative veloci attraverso la generazioni di onde di compressione, che possono considerarsi vere e proprie onde d'urto forti oppure onde deboli che coalescono con treni di onde generate a loro volta dalle deflagrazioni.

Il meccanismo di accoppiamento con effetti retroattivi, a volte non è noto, ma la presenza di fiamme veloci è la condizione necessaria per innescare questo tipo di detonazione. Pertanto lo studio delle fiamme veloci e le condizioni per cui queste vengono inibite riveste una sua importanza pratica.

I principali meccanismi di accelerazione delle deflagrazioni sono dovuti: a)ostacoli fissi b)instabilità dei fronti di fiamma per le interazioni con onde di compressione "deboli" c)aumento della pressione con esplosioni nei gas incombusti. In tutti questi sistemi deflagrativi è necessario che il processo evolva in un ambiente confinato.

Infatti, nel primo caso deve determinarsi un incremento della velocità di fiamma dovuto al fatto che il fronte si sposta sia per la propagazione dell'onda di reazione sia perché è trasportato dal mezzo, che subisce un'espansione dei gas combusti in virtù di un confinamento (anche se parziale). La miscela reagente, dinanzi al fronte deflagrativo, si sposta anch'essa ed investe

eventualmente gli ostacoli che incontra. Si genera, pertanto, turbolenza che, a sua volta, induce un aumento della velocità di propagazione laminare di fiamma.

Nel secondo caso occorre che le onde deboli di compressione che vengono generate dal fronte siano riflesse dalle pareti confinanti l'ambiente e ritornino ad interferire con l'onda stessa secondo il meccanismo detto alla Taylor.

Solo nel terzo caso il confinamento deve essere totale perché ad esso è associata la possibilità di crescita della pressione dell'intera miscela. Infatti a volume costante qualsiasi aumento di temperatura comporta un aumento di pressione. Nel caso in questione l'aumento di temperatura è dovuto al rilascio di calore deflagrativo. La crescita di pressione a sua volta può influire direttamente sulla propagazione laminare di fiamma o può portare la miscela in condizioni di esplosibilità, favorendo uno dei meccanismi sopra menzionati.

Struttura dell'onda detonativa.

Struttura spaziale unidimensionale

Il primo meccanismo di innesco, descritto nel paragrafo precedente, fornisce anche un quadro di come può essere strutturata un'onda di detonazione unidimensionale. Infatti si può schematicamente pensare che l'onda di detonazione sia formata da tre sezioni contigue.

La prima consiste di un'onda d'urto vera e propria, che si sviluppa su pochi cammini liberi medi molecolari. Pertanto dopo pochi micron un mezzo che parta da pressione atmosferica subisce una compressione con rapporti dell'ordine della decina e la temperatura si porta a valori superiori a quella di autoignizione.

La seconda sezione conserva invariate le grandezze termodinamiche per un'estensione che è direttamente proporzionale al tempo di induzione dell'autoignizione e alla velocità di detonazione. Per tempi di induzione particolarmente bassi questa sezione può anche scomparire, ma in genere si estende per frazioni millimetri.

Infine la terza sezione copre la parte di spazio in cui avvengono le reazioni di ossidazione "veloce", che possono considerarsi una vera e propria esplosione con aumento di temperatura, espansione e rarefazione dei gas. Alla fine di questa sezione, su un piano detto di Chapman-Jouguet (C-J), si ritrovano i valori di pressione densità, temperatura e velocità valutati nel paragrafo iniziale.

Nel caso la detonazione si inneschi nelle vicinanze di una parete rigida, il mezzo deve necessariamente ristagnare su di essa per cui i valori assunti nel piano C-J debbono rilassarsi velocemente verso quelli imposti dalla condizione al contorno.

Questa struttura spaziale è alla base dei modelli unidimensionali stazionari proposti da diversi autori e che vanno sotto il nome di modelli alla ZND. L'acronimo sta per le iniziali dei tre autori che maggiormente hanno contribuito alla formalizzazione di questo tipo di modelli e cioè Zel'dovich, von Neumann e Doring.

In prima approssimazione questi modelli prevedono una compressione lungo la Rankine Hugoniot senza rilascio di calore. Il valore di pressione raggiunto sarà, come detto, corrispondente alla temperatura di ignizione. Questa trasformazione corrisponderebbe alla prima sezione dell'onda. L'approssimazione maggiore consiste nel fatto che un'onda d'urto non può essere descritta in dettaglio da una Rankine Hugoniot, perché quest'ultima si basa sulle equazioni di bilancio "integrale", mentre l'onda d'urto necessita di una descrizione gas cinetica "particolare" perché coinvolge pochi cammini liberi medi molecolari.

La seconda sezione non può essere descritta nel piano pressione-densità, perché essa corrisponde ad un congelamento totale di tutte le grandezze termodinamiche.

Infine la terza sezione viene descritta da un'espansione che parte dalla pressione raggiunta dalla prima compressione. Diversi percorsi sono ipotizzati a seconda del modello usato. Questi modelli differiscono principalmente nella definizione della quantità di calore rilasciato o equivalentemente del grado di avanzamento dell'ossidazione o se si vuole della composizione chimica finale. E' ovvio che tutti i possibili stati finali di pressione-densità debbono essere al di sotto della Rankine-Hugoniot che preveda uno stato finale di equilibrio.

Strutture instazionarie e tridimensionali

Il quadro di insieme fornito in questo capitolo introduttivo alla descrizione della detonazione risulta semplificato nei confronti dell'intrinseca multidimensionalità della detonazione.

Infatti queste onde sono particolarmente instabili e sopravvivono solo quelle configurazioni che si autosostengono in speciali conformazioni temporali-spaziali. Tra queste vanno segnalate le detonazioni con avvitemento o le detonazioni "galoppanti". Nel primo caso l'onda ruota intorno ad un asse obliquo rispetto all'onda stessa. Nel secondo l'avanzamento dell'onda accelera e decelera periodicamente.

Queste configurazioni sono generalmente più attive in corrispondenza dei limiti di detonabilità e dei regimi iniziali di innesco o di estinzione del processo.

Anche le detonazioni stazionarie sono organizzate in strutture cellulari che si ripetono periodicamente lungo lo spazio. I testi consigliati in appendice forniscono buone introduzioni per approfondire l'argomento.

Riferimenti e note

- Berets D.G., Greene E.F., Kistiakowski G.B.: *Journal Am. Chem. Soc.*, **72**, pp 1080-1086, (1950),
 Brinkley S.R., Kirkwood J.G. :*Atti delThird Symposium on Combustion Flame (and explosion phenomena)*, The Combustion Institute, Pittsburgh 1949
 Bruls H.K., Lefebvre M.H.: *Twenty-fifth Symp. (Int) Combustion*, The Combustion Institute, pp 37-44, Pittsburgh,1994
 Chapman D.L.:*Phil. Mag.*, **47**,p.90-104, 1899
 Duffey G.H.,*J. Chemical Physics*, **23**,p.401,1955
 Jouguet E. : *J. Maths Pures Applic.* **6** (Series II) p.5, 1906
 Libouton J.C., van Tiggelen P.J.: *Acta Austronaut.* **3**, pp.759-769,1976

Testi consigliati

- Kuo K. K.: *Principles of Combustion*, c.r. Johan Wiley Sons Inc. (1986), Wiley Interscience Publication, N.Y.,1986
 Lee J.H.S.: *The Detonation Phenomenon*, Cambridge University Press, N:Y: (2008)
 Lee J.H.S., Moen I.O.: The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapour cloud explosion, *Progr. Energy Comb. Sci.* **6**, pp.359-389, 1980
 Penner S.S.: *Explosions, Detonations, Flammability and Ignition*, Part I, Pergamon Press, Londra,1959
 Wagner H. Gg. *Gaseous detonations and structure of a detonation zone*, in AGARograph, Pergamon Press, Londra, 41, pp.320-385, 1961

ISBN 9788888104218

Copyright ©, Gennaio 2017, ASICI - Associazione Sezione Italiana del Combustion Institute